

Фотодиоды на основе гетеропереходов II типа в системе GaSb/InGaAsSb для спектрального диапазона 1.5–4.8 мкм

© Н.Д. Стоянов, М.П. Михайлова, О.В. Андрейчук, К.Д. Моисеев,
И.А. Андреев, М.А. Афрайлов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 июля 2000 г. Принята к печати 2 августа 2000 г.)

Работа посвящена созданию и исследованию новых длинноволновых фотодиодов на основе гетеропереходов II типа в изопериодных системах GaSb/InGaAsSb/GaInAsSb и GaSb/InGaAsSb/AlGaAsSb, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Подбор последовательности широкозонных и узкозонных слоев в структурах позволяет варьировать условия на границах, характер зонной энергетической диаграммы и, как следствие, параметры фотодиодов. Проведены исследования электрических и фотоэлектрических характеристик и механизмов темнового тока. Выбрана оптимальная конструкция фотодиодной структуры, содержащей два разьединенных гетероперехода II типа и $p-n$ -переход в узкозонной активной области. Получена величина обнаружительной способности при комнатной температуре на длине волны $\lambda = 4.7$ мкм $D_x^* = 4.1 \cdot 10^8$ см \cdot Гц $^{1/2}$ /Вт. Показана перспективность использования гетеропереходов II типа для создания высокоэффективных неохлаждаемых фотодиодов диапазона длин волн 1.6–4.8 мкм, необходимых для газового анализа, экологического мониторинга и контроля продуктов горения и взрывов.

Введение

В последние годы гетеропереходы II типа в системе InAs–GaSb привлекают внимание как материалы, перспективные для создания оптоэлектронных приборов (лазеров, светодиодов) на диапазон длин волн $\lambda = 2–5$ мкм [1–3], актуальный для задач газового анализа и охраны окружающей среды. Это обусловлено необычной зонной диаграммой гетеропереходов, в которых электроны и дырки локализованы в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны гетерограницы. Определяющая роль гетерограницы II типа приводит к ряду новых оптических, фотоэлектрических и магнитотранспортных свойств [4].

Ранее нами были описаны длинноволновые фотодиоды на основе многокомпонентных твердых растворов $A^{III}B^V$ (InAsSb/InAs, InAs/InAsSbP), работающих как при глубоком охлаждении [5], так и при комнатной температуре [6]. Однако указанные структуры обладали рядом конструктивных недостатков, не позволяющих обеспечить высокую эффективность без охлаждения. Это заставляет искать новые альтернативные подходы к созданию фотодиодов для среднего инфракрасного диапазона, работающих при комнатной температуре.

В настоящей работе представлен новый подход к созданию длинноволновых фотодиодов на основе гетеропереходов II типа в системе $In_{1-x}Ga_xAsSb/GaSb$. Ранее нами было установлено [7], что гетеропереходы $In_{1-x}Ga_xAsSb/GaSb$ с узкозонным твердым раствором с содержанием In свыше 70% ($x < 0.3$) являются разьединенными гетеропереходами II типа, в которых зона проводимости узкозонного полупроводника лежит по энергии выше валентной зоны широкозонного на величину $\Delta \approx 60–100$ мэВ. Благодаря перетеканию носителей через такую гетерограницу по обе ее стороны

образуются большие изгибы зон и полуметаллический канал на границе раздела для электронов и дырок [8,9].

В работах [10,11] нами была обнаружена интенсивная электролюминесценция в разьединенных гетеропереходах II типа в системе GaInAsSb/InAs, что свидетельствовало о высокой эффективности излучательной рекомбинации на такой гетерогранице. Кроме того, в [10] было теоретически доказано, что процесс безызлучательной оже-рекомбинации должен быть существенно подавлен на гетерогранице II типа [12].

Было также установлено [7,13], что разьединенный гетеропереход ведет себя как диод Шоттки, в котором роль металла играет широкозонный полупроводник ($P-p$ -структура), либо узкозонный ($N-n$ -структура). При этом в зависимости от типа структуры спектр фотоответа будет лежать в области поглощения либо узкозонного, либо широкозонного полупроводника [7]. Было также показано, что система $P-GaSb/n-InGaAsSb$ обладает металлической проводимостью, т.е. ведет себя как омический контакт [4,14]. Это свойство, в частности, было использовано нами для снижения последовательного сопротивления структуры.

Описанные свойства гетеропереходов II типа позволяют варьировать длину волны фотоответа и параметры фотодиодной структуры путем изменения характера зонной диаграммы и условий на гетерогранице. Все эти исследования показывают перспективность использования гетеропереходов II типа в системе твердых растворов InAs–GaSb для создания высокоэффективных фотодиодов.

Эксперимент

Для выбора оптимальной фотодиодной структуры были созданы и исследованы 3 типа гетероструктур на основе изопериодных четверных твердых растворов, вы-

ращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках GaSb.

Структура *A* с узкозонным *n-p*-гомопереходом в активной области: *P-GaSb/n-InGaAsSb/p-InGaAsSb/P-GaInAsSb*; содержание In в узкозонном активном слое InGaAsSb изменялось в интервале 3–2%, содержание Ga в широкозонном "окне" GaInAsSb — 20%.

Структура *B* с узкозонным *p-n*-гомопереходом в активной области: *P-GaSb/p-InGaAsSb/n-InGaAsSb/P-GaInAsSb*; состав слоев такой же, как в структуре *A*.

Структура *C* с более широкозонным окном AlGaAsSb: *P-GaSb/P-AlGaAsSb/p-InGaAsSb/n-InGaAsSb/N-AlGaAsSb*; содержание In в узкозонном активном слое InGaAsSb — 9%, содержание Al в широкозонном окне AlGaAsSb — 34%.

Во всех случаях использовались нелегированные подложки GaSb ориентации (100) с концентрацией дырок $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Высококачественные эпитаксиальные слои $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ с зеркальной поверхностью в интервале содержания галлия $0.03 < x < 0.12$ и сурьмы $y = x + 0.12$ (в исследуемом интервале для всех составов ширина запрещенной зоны практически была неизменной $E_g \approx 0.26 \text{ эВ}$ [7]), были выращены из раствора-расплава на основе металлического In при температуре 600°C со скоростью охлаждения $0.6^\circ\text{C}/\text{мин}$. Начальное пересыщение задавалось в интервале $5\text{--}8^\circ\text{C}$. Известно, что система бинарных растворов GaSb–InAs характеризуется неограниченной растворимостью соединений, обогащенных GaSb, в расплавах, обогащенных InAs, и очень чувствительна к отклонениям от фазового равновесия. Таким образом, растворы-расплавы с неравновесным составом жидкой фазы будут в данном случае насыщаться галлием и сурьмой из подложки GaSb. Для решения этой проблемы и улучшения качества интерфейса мы использовали широкозонный твердый раствор GaInAsSb с большим содержанием Ga в качестве буферного слоя между подложкой GaSb и узкозонным слоем InGaAsSb. Необходимо отметить, что в нашем случае мы имеем дело с равновесным эпитаксиальным ростом материалов, имеющих очень разные механические параметры: термический коэффициент расширения GaSb в 2 раза больше по сравнению с InAs. Поэтому экспериментальные значения рассогласования параметров решетки, полученные при 300 K ($\Delta a/a \sim 3 \cdot 10^{-3}$) соответствуют нулевому рассогласованию твердого раствора InGaAsSb с подложкой при температуре эпитаксии, что подтверждается наличием толщинных осцилляций в спектре рентгеновской дифракции.

Структуры *A* и *B* содержали разъединенные гетеропереходы II типа между активным узкозонным слоем и широкозонными материалами (GaSb и GaInAsSb соответственно) (рис. 1, 2). Структура *C* содержала гетеропереходы I типа между узкозонными слоями *n*- и *p*-InGaAsSb и широкозонным накрывающим слоем AlGaAsSb (рис. 3). Во всех структурах *p-n*-гомопереход формировался во время эпитаксии узкозонного материала $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{AsSb}$. Нелегированный узкозонный слой

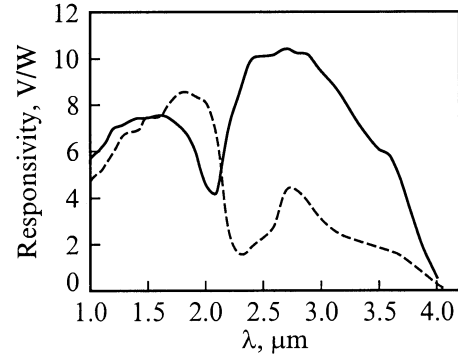
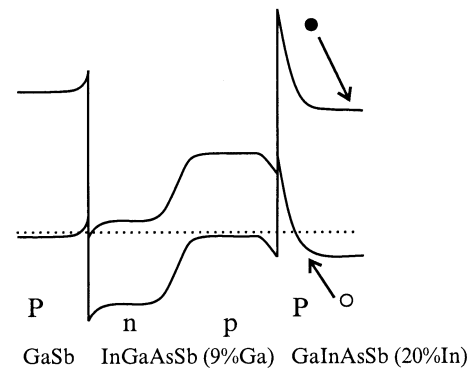


Рис. 1. Зонная диаграмма и спектры фотоответа структур типа *A*.

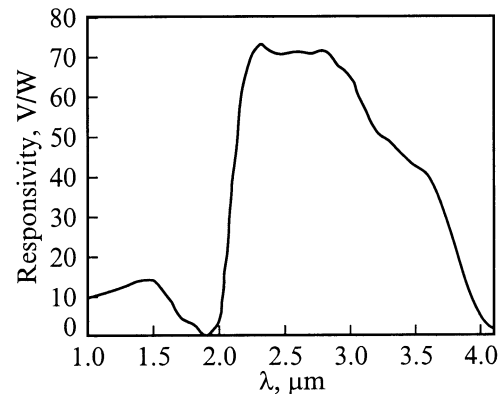
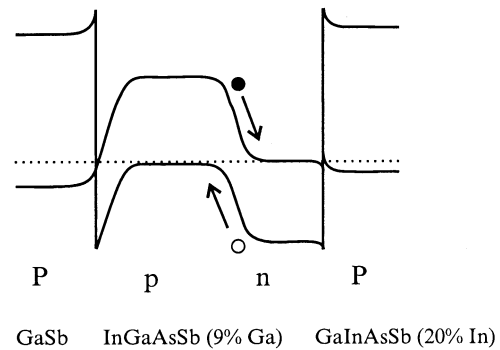


Рис. 2. Зонная диаграмма и спектры фотоответа структуры типа *B*.

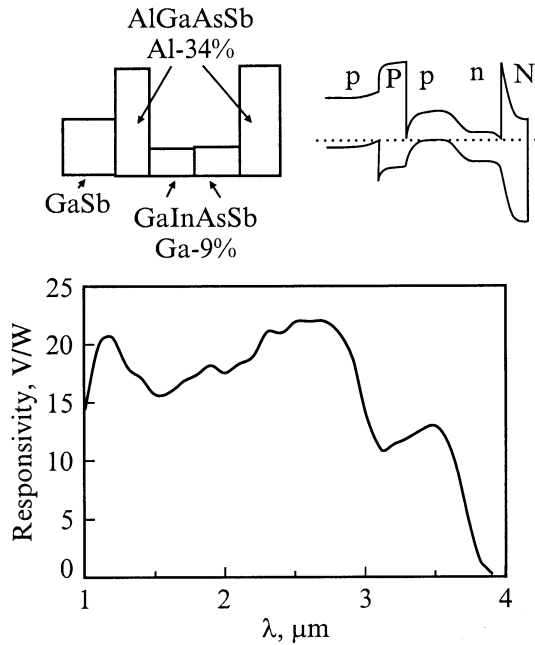


Рис. 3. Структура типа C, ее зонная диаграмма и спектр фотоответа.

был n -типа проводимости с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для получения p -типа проводимости четверной твердый раствор легировался цинком ($p = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). В структурах A и B в качестве широкозонного окна использовался четверной твердый раствор $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{AsSb}$, близкий по составу к GaSb ($x = 0.8$, $E_g = 0.63 \text{ эВ}$). Этот слой легировался Ge для получения p -типа проводимости ($p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). В структуре типа C узкозонный четверной твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{AsSb}$ ($x = 0.03-0.12$) был ограничен с двух сторон слоями AlGaAsSb с содержанием алюминия 34%, ширина запрещенной зоны которых $E_g = 1.1 \text{ эВ}$ существенно больше, чем GaSb ($E_g = 0.71 \text{ эВ}$) или $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{AsSb}$.

Для исследования электрических и фотоэлектрических свойств выращенных структур с помощью стандартной фотолитографии были созданы меза-диоды диаметром 300 мкм. Омические контакты диаметром 50 мкм были созданы с помощью напыления сплавов Au:Te и Au:Zn к n - и p -слоям соответственно.

Анализ результатов

Рассмотрим по отдельности особенности спектральных характеристик структур A, B и C. Зонные диаграммы и спектры фотоответа исследуемых гетероструктур представлены на рис. 1, 2 и 3.

В структуре типа A ($PnpP$) мы имеем очень сильный изгиб энергетических зон на гетерогранице $p\text{-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{AsSb}$ ($x = 0.03-0.12$)/ $P\text{-Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{AsSb}$ ($x = 0.8$) со стороны верхнего широкозонного слоя (рис. 1).

Сильное встроенное электрическое поле эффективно разделяет генерированные в верхнем слое пары электрон-дырка. В соответствии с этим чувствительность в диапазоне $\lambda \approx 2 \text{ мкм}$ сравнима, а в некоторых структурах данного типа превышает чувствительность в длинноволновой области.

В структуре типа B ($PpnP$) изгиб зон на границе с широкозонным слоем (окном) практически отсутствует (рис. 2). Разъединенный гетеропереход $n\text{-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{AsSb}/P\text{-Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{AsSb}$ в интервале составов узкозонного твердого раствора, соответствующем $x = 0.03-0.12$, ведет себя как омический контакт [7]. На этой границе не происходит разделения носителей, поэтому в спектре мы наблюдаем практически полное отсутствие фоточувствительности при длинах волн $\lambda < 2 \text{ мкм}$ (рис. 2). Поглощение фотонов и разделение носителей в основном и достаточно эффективно происходит в узкозонном слое, в области гомоперехода $p\text{-InGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ при этом спектральная чувствительность лежит в длинноволновой области.

В структуре типа C (рис. 3) коротковолновый край спектра фотоответа определяется широкозонным окном AlGaAsSb ($E_g = 1.1 \text{ эВ}$), в то время как длинноволновая граница спектра ограничена узкозонным слоем $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{AsSb}$ ($E_g = 0.26 \text{ эВ}$). На основе структуры этого типа возможно создание фотодиодов с очень широким диапазоном чувствительности (от 0.9 до 4.8 мкм при комнатной температуре), что необходимо, например, для анализа продуктов сгорания и взрывов.

На основе анализа результатов исследований рассмотренных выше структур был сделан вывод, что оптимальной с точки зрения эффективности является структура типа B с узкозонным $p-n$ -гомопереходом в активной области (рис. 4). На следующем этапе была проведена

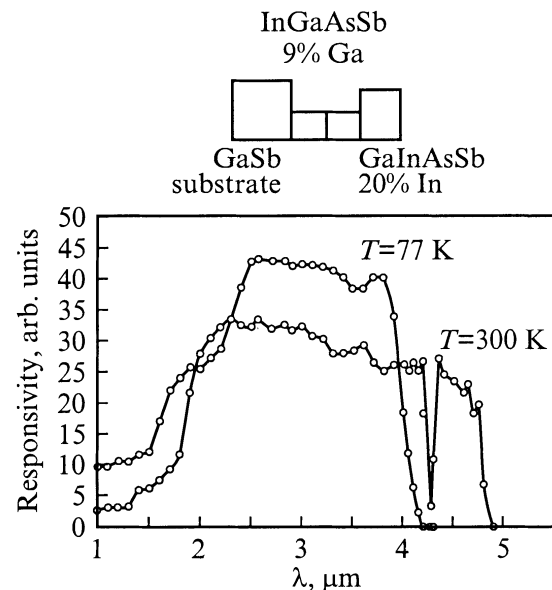


Рис. 4. Оптимизированная фотодиодная структура и ее спектры фотоответа при $T = 300$ и 77 К .

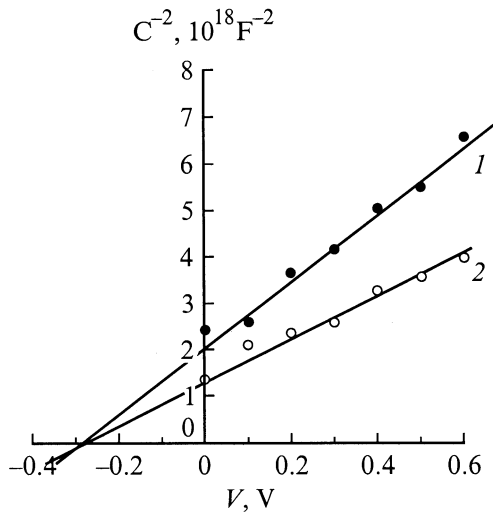


Рис. 5. Зависимость обратного квадрата емкости от приложенного напряжения для оптимальной структуры при $T = 300$ К.

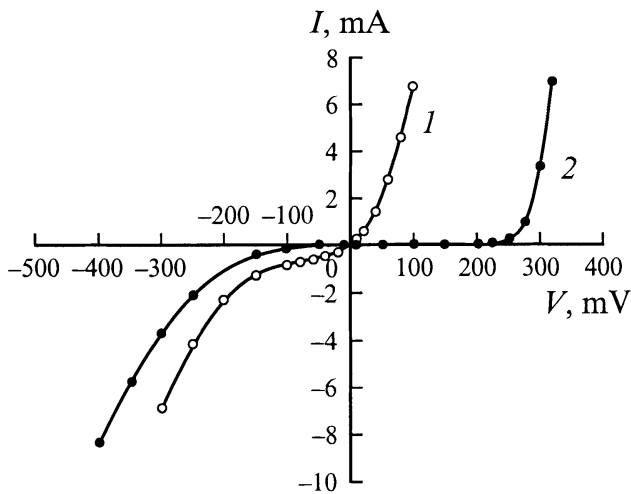


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики при $T = 300$ (1) и 77 К (2).

оптимизация параметров этой структуры. В результате были созданы фотодиоды, работающие при комнатной температуре.

Исследование вольт-фарадных характеристик $C(V)$ оптимизированных структур при температуре $T = 300$ К, частоте $f = 1$ МГц показало, что в области малых обратных напряжений ($V < 0.8$ В) они удовлетворительно описываются зависимостью типа $C^{-2} \sim V$, присущей резкому переходу (рис. 5). Значение контактной разности потенциалов V_D , определенное по линейной зависимости C^{-2} от V , соответствует ширине запрещенной зоны узкозонного твердого раствора $\text{In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{AsSb}$ — 0.26 эВ. С использованием приближения несимметричного $p-n$ -перехода площадью S была определена концентрация доноров (N) в преднамеренно

не легированной n -области:

$$C = S \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon N}{2(V_D - V)}}, \quad N = \frac{C^2 2(V_D - V)}{S^2 q \epsilon_0 \epsilon},$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Полученные значения лежали в диапазоне $(1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 6 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) оптимизированной структуры при $T = 300$ и 77 К. Структура включает в себя последовательность трех переходов: разьединенный гетеропереход II типа $P\text{-GaSb}/p\text{-In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{AsSb}$, гомопереход в узкозонном твердом растворе $\text{In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{AsSb}$, разьединенный гетеропереход II типа $n\text{-In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{AsSb}/P\text{-Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{AsSb}$. Как уже отмечалось, третий переход ведет себя как омический контакт, не ограничивает ток и поэтому не оказывает влияния на вольт-амперную характеристику. Мы рассмотрим процессы, связанные с первыми двумя переходами.

Прямое смещение

Прямые ветви вольт-амперной характеристики для структуры B в логарифмическом масштабе представлены на рис. 7. Полученное из ВАХ значение фактора идеальности при комнатной температуре $n = 1.5$ является промежуточным между значениями этого параметра, характерными для диффузионных токов ($n = 1$) и для генерационно-рекомбинационных токов ($n = 2$). Действительно, прямое смещение на $p-n$ -переходе в первую очередь понижает барьер этого перехода. Поток дырок из p -области беспрепятственно доходит до отрицательного контакта, но электроны встречают на своем пути высокий барьер на гетерогранице и оказываются в глубокой потенциальной яме. Часть электронов и дырок с большой энергией проходят поверх барьеров на гетерогранице. Однако рекомбинация носителей в области гомоперехода, а также на гетерогранице с их последующим туннелированием через нее вносит существенный вклад

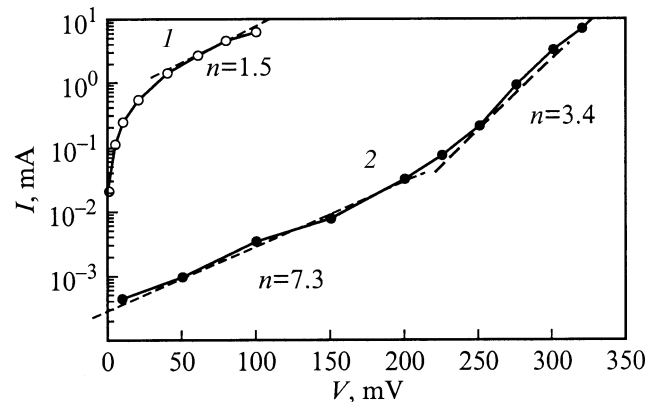


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики при прямом смещении в логарифмическом масштабе. $T = 300$ (1) и 77 К (2).

в общий ток. При низких температурах значительно большую роль играют процессы туннелирования, так как прохождение поверх барьеров становится маловероятным. Это подтверждается и полученными значениями параметра n ($n = 7.3$ и 3.4) для двух линейных участков логарифмической вольт-амперной характеристики при $T = 77$ К (рис. 7).

Обратное смещение

На рис. 8 представлены обратные ветви вольт-амперных характеристик в логарифмическом масштабе для структуры типа В, измеренные при $T = 300$ и 77 К, а на рис. 9 представлена соответствующая зонная диаграмма двух исследуемых переходов с учетом приложенного обратного напряжения. При небольших обратных смещениях (< 100 мВ) наблюдается очень резкая зависимость тока от температуры. Сопротивление при нулевом смещении (измеренное при $V = -10$ мВ) изменяется от $R_0 = 70$ Ом при $T = 300$ К до $R_0 = 1.7$ МОм при $T = 77$ К. Параметр идеальности n , определенный из наклона ВАХ в логарифмических координатах при $T = 77$ К и малых обратных смещениях, составляет $n = 1.2$ (рис. 8) и свидетельствует о преимущественно диффузионном характере тока, т.е. ток определяется экстракцией неосновных носителей из n - и p -областей узкозонного полупроводника. При комнатной температуре на участке небольших обратных смещений ($V < 100$ мВ) мы наблюдаем квадратичную зависимость тока от напряжения (рис. 8), что свидетельствует о преимущественно генерационном характере тока. Генерация с последующим разделением носителей происходит в области объемного заряда p - n -перехода в узкозонном слое. Для этого участка ВАХ было определено эффективное время жизни носителей τ_{eff} с помощью известной зависимости

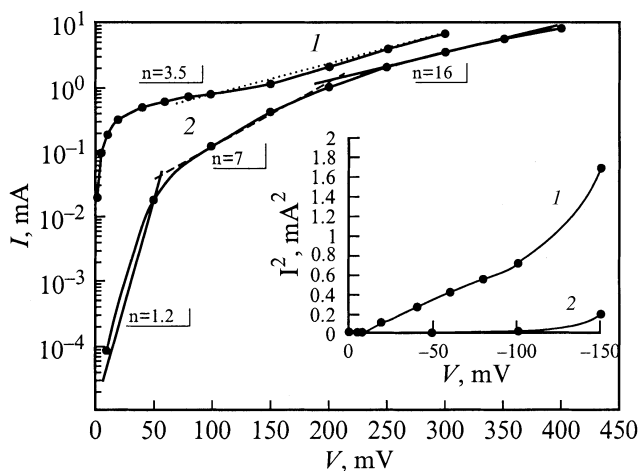


Рис. 8. Вольт-амперные характеристики при обратном смещении в логарифмическом и квадратичном масштабах. $T = 300$ (1) и 77 К (2).

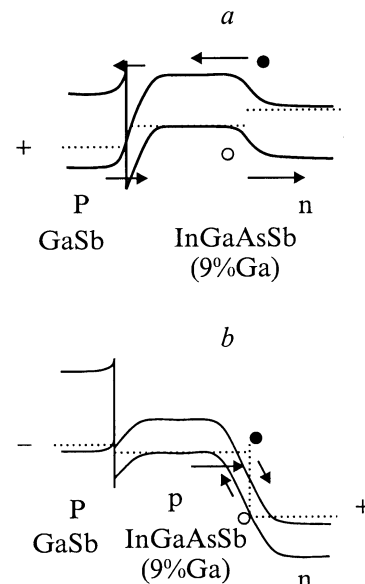


Рис. 9. Зонные диаграммы гетероструктуры P -GaSb/ p -InGaAsSb/ n -InGaAsSb при прямом смещении (а) и при обратном смещении (b).

для генерационно-рекомбинационного тока [15]:

$$I_{GR} = \frac{qn_iWS}{\tau_{\text{eff}}},$$

где S — площадь p - n -перехода, W — ширина области объемного заряда, пропорциональная $V^{1/2}$, q — заряд электрона, n_i — собственная концентрация носителей заряда при данной температуре. Были получены значения $\tau_{\text{eff}} \approx 6$ нс. Эффективное время жизни носителей является определяющим фактором для обнаружительной способности фотоприемника, работающего вблизи комнатной температуры в фотовольтаическом режиме. Поэтому дальнейшее улучшение параметров исследуемых фотодиодов связано с увеличением времени жизни носителей.

Оценки показывают, что при комнатной температуре и при обратных смещениях более 100 мВ, а также при низких температурах ($T = 77$ – 120 К) преобладает туннельный механизм протекания тока ($n = 7$ и 16 при $T = 77$ К, $n = 3.5$ при $T = 300$ К) (рис. 8). Об этом свидетельствует и слабая зависимость тока от температуры при обратных смещениях $V > 150$ мВ. Кроме туннелирования через обратно смещенный p - n -переход, в этом случае возможен еще один механизм протекания тока, который может давать вклад в общий ток. Приложенное к p - n -переходу обратное напряжение понижает высоту барьеров на гетеропереходе. Энергетические зоны на этой границе частично разгибаются. Становится возможным прохождение электронов из валентной зоны P -GaSb в зону проводимости p -InGaAsSb, откуда они "всасываются" сильным полем p - n -перехода, переходят в n -области узкозонного слоя и далее к положительному контакту.

Спектральные характеристики фотодиодов, сделанных на основе оптимизированной структуры типа *B*, представлены на рис. 4. Длинноволновая граница области чувствительности при 77 К находится вблизи длины волны $\lambda_{th} = 4.0$ мкм, что соответствует оптической ширине запрещенной зоны узкозонного материала $\text{In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{AsSb}$ при этой температуре $E_g = 0.31$ эВ, а при 300 К — $\lambda_{th} = 4.75$ мкм, что соответствует $E_g = 0.26$ эВ. Сопротивление при нулевом смещении R_0 достигало 60–80 Ом (300 К). Этот важный параметр всего в 2–3 раза ниже типичных значений R_0 для значительно более коротковолновых ($\lambda_{th} = 3.8$ мкм) фотоприемников на основе InAs [16].

Были оценены также шумовые характеристики исследуемой структуры типа *B*. При температурах, близких к комнатной, в фотовольтаическом режиме преобладали тепловые шумы. Расчетный шумовой ток был порядка

$$\langle i_n \rangle = (4kT\Delta f/R_0)^{1/2} = 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{Гц}^{-1/2}.$$

Были проведены прямые измерения спектральной зависимости ампер-ваттной чувствительности исследуемых фотодиодов при $T = 300$ и 77 К. В качестве источника излучения применялся глобар. При комнатной температуре на длине волны $\lambda = 4.7$ мкм была получена чувствительность $R_\lambda = 0.21$ А/Вт.

При этом пороговая чувствительность, или эквивалентная мощность шума (NEP), на длине волны $\lambda = 4.7$ мкм была оценена как

$$\text{NEP} = \langle i_n \rangle / R_\lambda = 6.4 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}.$$

Отсюда удельная обнаружительная способность при комнатной температуре, определенная на длине волны $\lambda = 4.7$ мкм, составляет

$$D_\lambda^* = S^{1/2} / \text{NEP} = 4.1 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}.$$

При температуре 77 К сопротивление при нулевом смещении R_0 достигало 1.7 МОм, а обнаружительная способность ($\lambda = 3.8$ мкм) составила

$$D_\lambda^* = S^{1/2} / \text{NEP} = 4.4 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}.$$

На основе этих результатов можно предположить, что с помощью термоэлектрического охлаждения ($T = 250$ К) будет обеспечено увеличение обнаружительной способности до $D_\lambda^* = 2 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$.

Заключение

В данной работе приведены результаты создания и исследования неохлаждаемых фотодиодов для спектрального диапазона $\lambda = 1.5$ –4.8 мкм на основе гетероструктур II типа в системе $\text{GaInAsSb}/\text{GaSb}$, а также с использованием в качестве окна широкозонных слоев AlGaAsSb . Такие преимущества и особенности исследуемых фоточувствительных структур, как наличие

широкозонного окна, больших изгибов зон на гетерограницах, использование разьединенного гетероперехода между узкозонной активной областью и широкозонным окном, а также уникальные свойства омического контакта $n\text{-In}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{AsSb}/p\text{-Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{AsSb}$ позволяют создавать фотодиоды с широким диапазоном спектральной чувствительности (от 0.9 до 4.8 мкм), обладающие обнаружительной способностью при комнатной температуре $D_\lambda^* = 4.1 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$ ($\lambda = 4.7$ мкм). Данное значение может быть увеличено до значения $D_\lambda^* = 2 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}$ ($\lambda = 4.5$ мкм) путем использования термоэлектрического охлаждения. Несмотря на некоторые технологические трудности, возможно дальнейшее улучшение качества выращиваемых слоев. Это приведет к возрастанию времени жизни носителей и, как следствие, к увеличению ампер-ваттной чувствительности и обнаружительной способности.

Фотодиоды для рассматриваемого спектрального диапазона перспективны для анализа таких важных газов, как двуокись углерода (CO_2) и окись углерода (CO), а также продуктов сгорания и взрыва. В отличие от фоторезисторов на основе халькогенидов свинца, которые применяются в портативных приборах данного спектрального диапазона, исследуемые фотодиоды обладают более высоким (почти на 3 порядка) быстродействием (до 2 МГц).

Список литературы

- [1] A.N. Baranov, N. Bertu, Y. Cuminal, G. Boisser, C. Alibert, A. Joulie. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 735 (1997).
- [2] Y.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.Y. Bartoli. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 757 (1995).
- [3] М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **30**, 399 (1996).
- [4] М.Р. Mikhailova, A.N. Titkov. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1276 (1994).
- [5] М.П. Михайлова, Н.М. Стусь, С.В. Слободчиков, Н.В. Зотова, Б.А. Матвеев, Г.Н. Талалакин. *ФТП*, **30**, 1613 (1996).
- [6] И.А. Андреев, М.А. Афрайлов, А.Н. Баранов, М.П. Михайлова. *Письма ЖТФ*, **16** (4), 27 (1990).
- [7] М.А. Афрайлов, А.Н. Баранов, А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, Ю.П. Сморгочкова, И.Н. Тимченко, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, И.Н. Ясиевич. *ФТП*, **24**, 1397 (1990).
- [8] M.R. Singh, A. Shik, W. Law. *Physica E: Low-Dim. Systems and Nanostructures*, **11/12**, 49 (1997).
- [9] М.Р. Mikhailova, T.I. Voronina, T.S. Lagunova, K.D. Moiseev, S.A. Obuhov, Yu.P. Yakovlev. *Superlatt. Microstruct.*, **24** (1), 105 (1998).
- [10] М.Р. Mikhailova, G.G. Zegrya, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. *Sol. St. Electron.*, **40**, 673 (1996).
- [11] Н.Л. Баженов, Г.Г. Зегря, В.И. Иванов-Омский, М.П. Михайлова, М.Ю. Михайлов, К.Д. Моисеев, В.А. Смирнов, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **31**, 1316 (1997).
- [12] G.G. Zegrya, A.D. Andreev. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2681 (1995).
- [13] Y. Mao, A. Krier. *J. Electron. Mater.*, **23**, 503 (1994).

- [14] И.А. Андреев, А.Н. Баранов, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.В. Пенцов, Ю.П. Сморгочкова, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18** (17), 50 (1992).
- [15] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (1981).
- [16] *Infrared Detectors. Catalog* (EG & G Inc., Optoelectronics Group, 1995).

Редактор Л.В. Шаронова

**Type II heterojunction photodiodes
in a GaSb/InGaAsSb system
for 1.5–4.8 μm spectral range**

N.D. Stoyanov, M.P. Mikhailova, O.V. Andreichuk,
K.D. Moiseev, I.A. Andreev, M.A. Afrailov,
Yu.P. Yakovlev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia